

原初引力波与阿里探测计划

张新民 苏萌 李虹 李明哲 蔡一夫

2016年3月公布的我国“十三五”规划纲要中列入了“强化宇宙演化、物质结构、生命起源、脑与认知等基础前沿科学研究”，从国家科技发展的战略高度肯定了宇宙演化等基础前沿科学的重要性。不久前的2016年2月11日，LIGO实验组和美国自然科学基金委员会联合宣布探测到来自于十三亿年前由两个黑洞并合产生的引力波，这是人类第一次直接探测到引力波，可谓一项里程碑式的发现。

一、引力波源及其探测方式

引力波源大体可分为两种，天体物理起源和宇宙学起源。对应不同的波源，相应的探测方式也不一样，如图1所示。

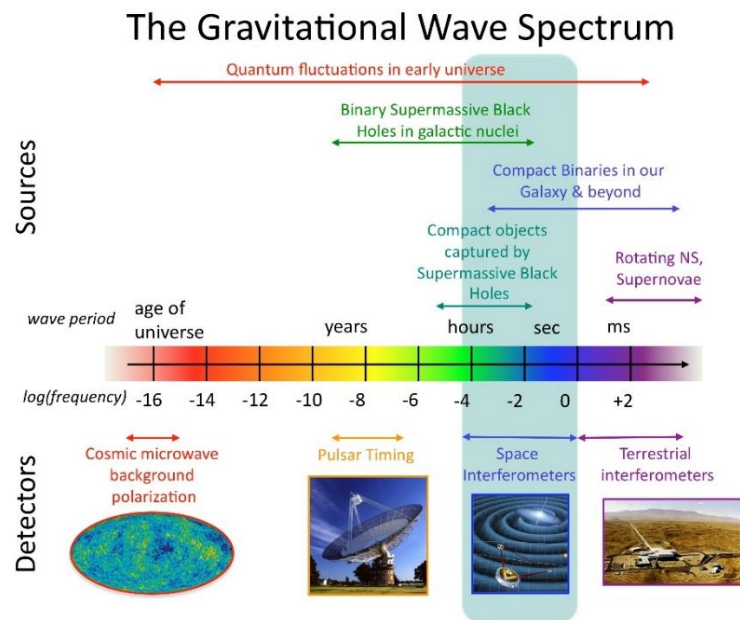


图1，引力波的源及相应的探测方式
(图片来自 NASA Goddard Space Flight Center)

（一）天体物理起源的引力波及其探测

天体物理起源包括以下三类：

(1) 中子星、恒星级黑洞等致密天体（几十个太阳质量左右）组成的致密双星系统的合并过程。这类引力波的频率处于 10 赫兹-1000 赫兹量级的高频段，相应的探测手段是地面激光干涉仪。与迈克耳孙干涉仪一样，在引力波激光干涉仪中激光被分裂成两束后在两个垂直的臂中传播并发生干涉。当引力波经过时，局部的时空发生变形，两个臂的相对长度会发生改变，相应地激光干涉条纹就会移动。此类实验最具代表性的就是 LIGO，利用长达 4 千米的两个互相垂直的探测臂首次探测到了引力波信号。

(2) 大质量黑洞并合过程的后期、银河系内的白矮双星系统。频率为 10^{-5} 赫兹 -1 赫兹，这类引力波信号可通过空间卫星阵列构成的干涉仪来探测，如欧洲的 eLISA 计划。

(3) 超大质量黑洞(数百万到数亿太阳质量)并合。频率为 10^{-9} 赫兹 - 10^{-6} 赫兹，探测手段是脉冲星计时，即利用地面上的大型射电望远镜，监视校准后的若干毫秒脉冲星。如果其附近有大质量黑洞并合时发出的引力波，这些毫秒脉冲星的脉冲频率会有变化。国际上 20 世纪 70 年代就开始这方面的研究，90 年代已获得诺贝尔奖，我国在这方面有计划运行的 FAST 实验。

综上所述，天体物理过程产生的是高频引力波，相应的探测装置覆盖的频率范围在 10^{-9} 赫兹以上。

■ （二）宇宙学起源的原初引力波及其探测

除了天体物理起源以外，在宇宙的早期剧烈的量子涨落会产生充满整个宇宙空间的引力波，称之为原初引力波。自 1940 年代以来，

经典热大爆炸宇宙学取得了巨大的成功，其预言的宇宙轻元素丰度、宇宙微波背景辐射等均被实验证实，其中关于微波背景辐射的研究成果还两度获得诺贝尔物理学奖。但是大爆炸宇宙学本身并不完善，存在平直性疑难、视界疑难以及大尺度结构起源等困惑。为了解决这些困惑人们提出了暴胀、反弹宇宙、循环宇宙等多种关于早期宇宙的理论或模型。这些理论模型的共同点是在辐射为主时期以前宇宙经历了一段极度非平凡的时期。以暴胀为例，在暴胀期间宇宙急剧膨胀，支持暴胀的物质场的真空量子涨落得到增强并迅速扩张到视界外形成大尺度上的原初密度扰动。暴胀结束后宇宙进入减速膨胀的辐射为主时期，并按照经典大爆炸宇宙学理论那样演化至今。存在于视界外的原初密度扰动又重新进入视界，在物质的引力不稳定性作用下，生成今天的大尺度结构和微波背景辐射的各向异性。但是暴胀宇宙学的一个重要预言是除了标量型的原初密度扰动以外，宇宙时空本身的真空量子涨落也会迅速扩张到视界外形成张量型的原初扰动，即原初引力波。暴胀结束后，一部分原初引力波又逐渐进入视界。因为暴胀发生在整个可观测宇宙中，原初引力波在宇宙中处处存在，形成引力波背景并遗留至今。原初引力波与暴胀期间的物质成分没有直接关系，是纯时空涨落，而且是一种量子效应。因此，探测原初引力波一方面有利于研究暴胀这样一个极高能标的早期宇宙动力学过程，另一方面它是引力（即时空）的量子产物，有助于推进人们对量子引力这些基本物理问题的理解。

原则上原初引力波在各个频段都有分布，但是随着宇宙的膨胀，不同频段的原初引力波的演化行为并不一样。它决定于如下的引力波方程：

$$h''_{ij} + 2\frac{a'(\tau)}{a(\tau)}h'_{ij} - \nabla^2 h_{ij} = 16\pi G a^2(\tau)\Pi_{ij}(\tau, \mathbf{x}).$$

方程左边的 h_{ij} 表示引力波， a 是衡量宇宙大小的标度因子， τ 是共形时间， G 是牛顿引力常数，撇号表示对时间的导数，后面将要提到的宇宙膨胀率（即 Hubble 参数）为 $H = a'/a^2$ 。右边的引力波的源 $\Pi_{ij}(\tau, \mathbf{x})$ 是物质部分的各向异性应力张量。因为波动方程是线性的，引力波在不同尺度上的演化是独立的，适合对它做傅里叶分析。经过傅里叶变换以后，波动方程变为：

$$h_k'' + 2\frac{a'(\tau)}{a(\tau)}h_k' + k^2h_k = 16\pi G a^2(\tau)\Pi_k(\tau)$$

这里 k 是波数，与频率的对应关系是 $f = k/(2\pi a)$ 。这里可以看出对于固定的波数，频率以 $1/a$ 的方式逐渐红移，到今天（标度因子归一）相应的观测频率为 $f = k/(2\pi)$ 。在暴胀期间，宇宙中不存在各向异性的应力张量，因此上述波动方程的右边为 0，引力波完全由真空涨落生成。由上述方程我们可以发现，居于视界外（ $k \ll aH$ ）的引力波保持不变，而进入视界内（ $k > aH$ ）的引力波类似于阻尼振子，阻尼来自于宇宙膨胀本身， h_k 具有振荡行为，但是振荡的幅度在衰减。

刻画原初引力波的重要物理量主要有两个，第一个是功率谱：

$$\Delta_h^2(k, \tau) \equiv \frac{d\langle 0|\hat{h}_{ij}^2|0\rangle}{d\ln k} = 64\pi G \frac{k^3}{2\pi^2} |h_k(\tau)|^2$$

它衡量的是引力波在不同尺度上的幅度。如前面所述，暴胀模型还预言了密度扰动的功率谱，目前已经有很精确的测量，因此人们经常用引力波的功率谱与密度扰动功率谱的比值，即张标比 r ，来表示引力波的幅度大小。**另一个描述引力波的重要物理量是能量谱：**

$$\Omega_{gw}(k, \tau) \equiv \frac{1}{\rho_{crit}(\tau)} \frac{d\langle 0|\hat{\rho}_{gw}(\tau)|0\rangle}{d\ln k},$$

其中

$$\rho_{crit}(\tau) = \frac{3H^2(\tau)}{8\pi G}$$

是宇宙临界能量密度， ρ_{gw} 表示引力波的能量密度。能量谱与功率谱

之间的关系为

$$\Omega_{gw}(k, \tau) = \frac{1}{12} \frac{k^2 \Delta_h^2(k, \tau)}{a^2(\tau) H^2(\tau)}。$$

暴胀结束后引力波的功率谱的演化可以用下式来描述：

$$\Delta_h^2(k, \tau) = T_h(k, \tau) \Delta_h^2(k, \tau_i),$$

其中 $\Delta_h^2(k, \tau_i)$ 是暴胀刚结束时的原初功率谱， $T_h(k, \tau)$ 是转移函数。一般的慢滚暴胀模型预言了近标度不变的原初功率谱，也就是说 $\Delta_h^2(k, \tau_i)$ 与尺度或波数 k 几乎没有依赖关系。暴胀结束后不同尺度的引力波演化行为包含在转移函数中。它主要依赖于三种物理因素：(1) 进入视界后由于宇宙膨胀带来的引力波幅度衰减，也就是前面所说的类似阻尼振荡行为；(2) 重新进入视界时宇宙的状态方程 w ；(3) 由中微子等相对论粒子的自由流（free streaming）产生的各向异性应力张量，这进一步压低视界内小尺度上的引力波幅度。这些因素叠加在一起我们会发现进入视界的原初引力波的功率谱以及能量谱会被极大地压低。不同波长的引力波重新进入视界的时间不同，波长越短（频率越高）的引力波进入视界越早，压低效果就越明显。最后得到的能量谱如图 2 所示（ $r = 0.1$ ）

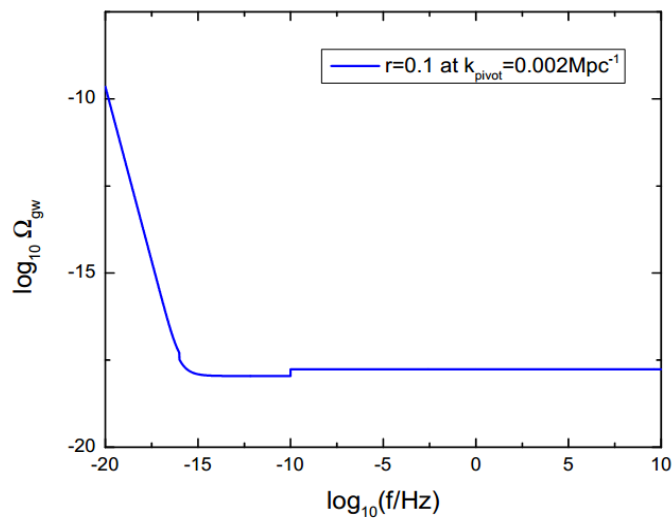


图 2，原初引力波的能量谱

根据一般的慢滚暴胀模型的预言，遗留到今天的原初引力波在 10^{-15} 赫兹以上的频段中都会被压低得很厉害，能量谱 Ω_{gw} 基本上都在 10^{-17} 以下。在频率小于 10^{-15} 赫兹的长波段，能量谱才会显著地大起来。前面所述的引力波探测方式包括地面干涉仪、空间干涉仪和脉冲星计时只能探测频率在 10^{-9} 赫兹以上的引力波。在实验精度方面，目前或不久的将来升级的 LIGO、Virgo 等地面干涉仪只能探测到最小能量谱为 10^{-9} 的引力波。将来的 eLISA 空间干涉仪能探测到最小能量谱为 10^{-10} 的引力波。采用脉冲星计时方法的 FAST 实验的探测精度能到达 $\Omega_{gw} \sim 10^{-11}$ ，SKA 计划的精度能再提高两个量级。但是这些工作在高频段的实验的探测能力比起一般慢滚暴胀模型预言的引力波能量谱还差好几个量级，因此目前或不久的将来这几类实验是探测不到原初引力波的。当然有些非常规的暴胀模型预言的原初引力波功率谱为标度依赖的蓝谱，它的能谱在高频段比较大，只有在这种情况下将来的高频引力波实验才有希望探测到原初引力波。

因此，就目前来说探测原初引力波最好的方式是宇宙微波背景辐射 (CMB) 的偏振 (或极化) 实验。与高频引力波实验不一样，CMB 的偏振实验探测的引力波频率范围处于 10^{-15} 赫兹 - 10^{-17} 赫兹，从图 2 可以看出，在这个频率范围内原初引力波的能量谱与高频段相比要高出好几个量级。衡量 CMB 的探测能力最好用功率谱或者张标比 r ，下面我们就简单地介绍一下 CMB 实验探测原初引力波的方法。

CMB 是大爆炸遗留的辐射，在大爆炸宇宙早期，物质处于等离子体状态，称为重子-光子流体，其中光子与带电粒子发生频繁的碰撞。由于宇宙膨胀，温度在逐渐降低。当温度降到 0.1 电子伏特时，原子核与电子复合成中性原子，这个时期被称为复合期。之后宇宙变得透明，遗留的光子在宇宙中自由传播 (除了第一代恒星形成后发生的重电离过程以外)，这就是 CMB。复合期非常短暂，从垂直于视线方向

来看可以看成是一个很薄的球面，称为最后散射面，意味着光子在复合期结束时与电子发生最后的散射后开始自由传播。**CMB 充满了整个宇宙，并携带了大量的关于宇宙早期的信息。**从各个方向发射而来的 CMB 具有差不多的温度以及具有 10^{-5} 量级的涨落。除了温度以外，光子还有偏振。在复合期以前，由于光子被不停地散射，表现为没有偏振的自然光。复合期结束时，自然光经历最后一次散射就形成了偏振光，并遗留下来。

从观测的角度来看，CMB 的偏振图像可分解为两种独立的模式，一种是 E 模式，一种是 B 模式。某一点附近的偏振模式的图像如图 4 所示，中心周围的线段表示偏振取向。明显可以看出 B 模式偏振是“有旋”的，因而它在空间反射作用下具有与 E 模式不同的性质。在图 4 中沿着通过中心并垂直于纸面的轴作空间反射，我们将会发现 E 模式图像保持不变，而 B 模式的 $B > 0$ 和 $B < 0$ 的两个图像会互换。换句话说，E 模式具有偶宇称，B 模式具有奇宇称。

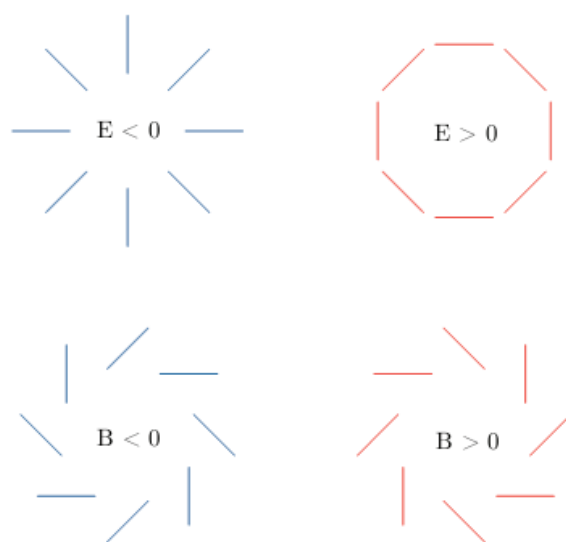


图 3，E 模式和 B 模式的偏振图像

与温度涨落的产生过程一样，与电子发生的汤姆森（或康普顿）散射是产生 CMB 偏振的重要因素。但是仅有散射还不够，要产生偏振，散射时入射到电子上的辐射场必须是非均匀的，以电子为中心，入射

辐射场的各向异性必须有非零的四极矩，如图 5 所示

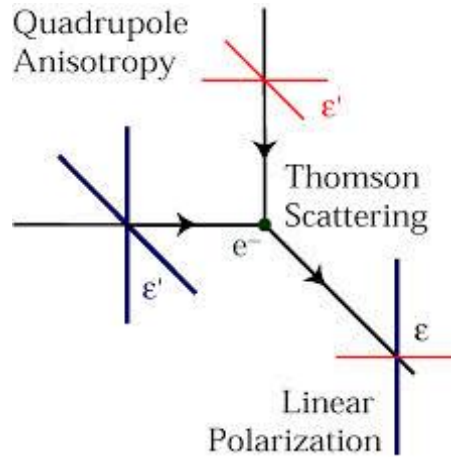


图 4，有四极矩的自然光散射后成为偏振光
(图片来源于 Wayne Hu 主页)

复合期时的光子-重子流体中存在的密度(标量)扰动和张量扰动(引力波)都可以生成电子周围辐射场的四极矩(矢量扰动由于在膨胀的宇宙中迅速衰减,可以忽略不计)。重要的是只有引力波的存在才会有 CMB 的 B 模式偏振的产生,而标量扰动却没有这种功能。因而 CMB 的大尺度 B 模式偏振就成为原初引力波的独特信号。引力波本身有两种独立的偏振模式,引力波经过的地方会产生时空变形,如图 5 所示,每种偏振模式都使得物体在一个方向被拉长,而在与之垂直的方向上相对被压缩。在最后散射面上,引力波造成的时空变形使得电子周围的辐射场在压缩方向出现蓝移,能量增加;拉伸方向出现红移,能量减小。因而电子会发现从压缩方向入射而来的光子要热一些,从拉伸方向入射的光子要冷一些。这种温度涨落的四极矩正是生成 CMB 的偏振所必需的。在波数 \vec{k} 与极轴平行的球坐标系中,引力波导致的温度涨落四极矩($m=2$)不具有方位角对称性(azimuthal symmetry),即绕极轴的旋转对称性。这一点与标量扰动生成的四极矩不一样。正是这种不对称性使得引力波能够与汤姆森散射一起生成 CMB 偏振图像的“手性(handedness)”,即产生 B 模式偏振。

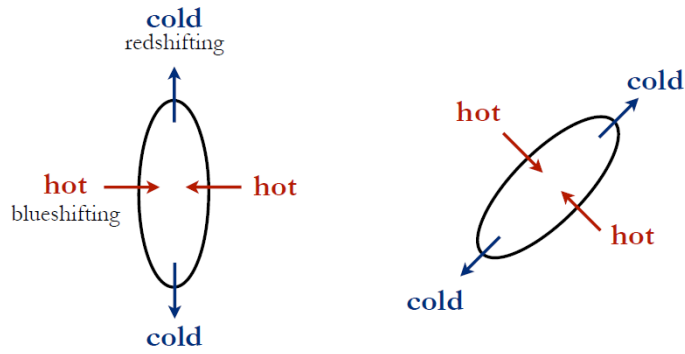


图 5，引力波的独立偏振模式及其效应

图 6 显示的是标量扰动和张量扰动产生的微波背景辐射的温度涨落和偏振角功率谱，左为标量扰动，右为引力波（来源于 Challinor & Peiris, arXiv:0903.5158），这里取的张标比为 $r = 0.22$ 。左边也画出了弱引力透镜产生的 B 模式偏振谱，它是宇宙晚期的次级效应，主要是在小尺度上 $l > 100$ 效应比较明显。而原初引力波产生的 B 模式偏振谱的峰值在 $l = 100$ 左右。人们正是通过寻找大尺度上的 CMB 的 B 模式偏振信号来探测原初引力波。

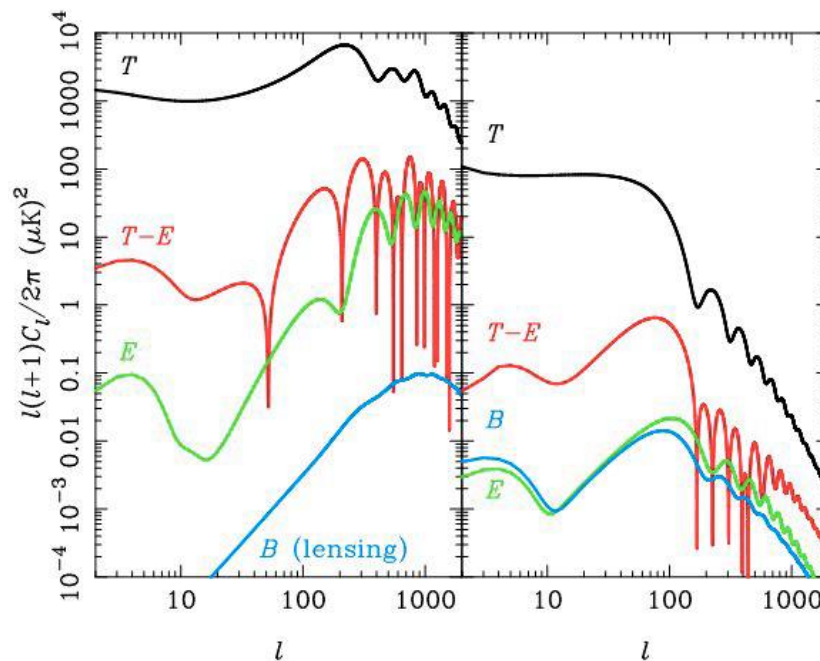


图 6，标量扰动（左）和引力波（右）产生的 CMB 角功率谱
（图片来源于 Challinor & Peiris, arXiv:0903.5158）

这里有必要澄清一个观点，人们常说激光干涉仪比如 LIGO 是用来直接探测引力波的，而把 CMB 探测原初引力波的方式归为间接。其实只要仔细比较两者的探测原理就可发现 CMB 探测原初引力波的方式与激光干涉仪实验一样直接，都是通过看光信号来探测引力波，没有谁比谁更直接的区别。引力波经过时会产生时空变形，都是作为背景存在。对于激光干涉仪，这种变形使得两个垂直的臂发生伸长和缩短，从而使得两臂交汇处的激光干涉条纹发生改变。人们通过观测干涉条纹的移动来记录引力波，看的其实还是光信号。对 CMB 来说，宇宙中的原初引力波经过时使得散射前电子周围的时空变形，散射出来后就产生了 CMB 光子的 B 模式偏振，同样是通过光信号来记录引力波。因此对原初引力波探测来说 CMB 是最直接的方式，不比激光干涉仪更为间接。不同的地方在于激光干涉仪测的是高频引力波，目前针对的是天体物理波源；CMB 探测的原初引力波的频率非常低，波长是宇宙学尺度，来源于早期宇宙。激光干涉仪利用的是光的干涉，实现干涉的主要实验仪器是人造的；CMB 利用的是光的散射，实现散射的“实验装置”是天然的。相对来说原初引力波有一个优点是作为信号源它非常稳定，因为原初引力波充满整个宇宙空间，在同样充满整个宇宙空间的 CMB 上留下的印记也长久存在，可重复验证。而 LIGO 探测的黑洞并合这样的事件偶然性比较大，而且同一事件无法由后续其它实验来验证。

图 6 所示的张标比为 $r = 0.22$ 的原初引力波在高频段具有的能量谱为 $\Omega_{gw} \sim 10^{-16}$ ，这么小的信号不可能被目前或已计划开展的高频引力波实验所能观测到。但工作在低频段的 CMB 偏振实验已经具备探测这么小的原初引力波的能力。

2014 年 3 月，美国哈佛大学领导的 BICEP2 合作组宣布测量到原初引力波产生的 CMB 的 B 模式偏振信号，引起了世界科学界的震动。

但此后空间望远镜的进一步研究发现，BICEP2 观测的天区受到较强银河系本身的“前景”辐射干扰，无法确证信号来源于早期宇宙。总的来说目前地面或空间实验还没有观测到原初引力波产生的 B 模式偏振，对张标比最严格的限制来源于最近 BICEP2/Keck Array 的观测数据，它给出的上限为 $r < 0.07$ 。

BICEP2 的结果非但没有削弱寻找原初引力波的激烈竞争，反而激发了 CMB 观测研究的新高潮。进一步改进探测器灵敏度，实现全天覆盖提高信噪比，寻找“最干净”的天区降低银河系辐射干扰，迫在眉睫。迄今为止已经建造和正在规划中的地面 CMB 望远镜，集中在发展相对成熟的智利天文台和美国南极极点科考站两个台址。通过欧洲空间局造价数亿欧元的 Planck 卫星，我们已经知道北天区存在大面积“低前景”区域，受银河系自身辐射的污染小，是寻找 B 模式偏振信号的重要窗口，急需地面高灵敏度望远镜的进一步探测。而这些天区恰恰是南半球台址看不到的。如何实现北天区覆盖，提高统计样本，实现南北天区交叉检验与联合搜寻，观测大尺度 CMB 偏振各向异性信号，成为当代 CMB 实验的核心目标。北半球一直没有相应的 CMB 实验得以开展，主要原因就在于没有找到可以进行有效观测的北半球台址。

■ 二、阿里探测计划

■ （一）西藏阿里是目前北半球最佳 CMB 观测台址

我国西藏阿里天文台具有得天独厚的地理环境优势、观测气象条件与配套基础设施，是目前已知北半球最佳的 CMB 观测台址，为我国率先开展北半球可见天区的 CMB 原初引力波观测提供了一个难得的机遇。大气中所含水汽是 CMB 观测的主要噪声来源，水汽不仅吸收 CMB 光子，而且在 CMB 观测的微波频段产生大量噪声辐射。海拔高、大气干燥是对 CMB 观测台址的基本要求。国际上由于对西藏缺乏了解，

长期认为北半球有可能发展 CMB 观测的只有格陵兰岛。格陵兰岛大部分位于北极圈以内,与南极类似由于纬度太高可见天区不足全天的 30%,全岛最高点海拔只有 3100 米。同时格陵兰岛自然条件严酷,观测设施建设成本高昂。印度虽然也一直尝试寻找 CMB 观测台址,然而位于其境内的喜马拉雅山脉西侧受到印度洋暖湿气流的影响,水汽含量普遍偏高,不适宜开展 CMB 观测。

相比之下,我国西藏阿里地区处于最理想的中纬度区域,充分利用地球自转,可见天区覆盖接近全天的 65%,可以很好的与南半球已有的观测台址互补,实现对 CMB 全部未覆盖天区的有效观测。阿里地区狮泉河镇附近位于喜马拉雅山脉东侧背风面,冬季尤其干燥。阿里天文台地处狮泉河镇以南约 20 公里海拔 5100 米的山脊。这里海拔高、云量少、水汽低、透明度高,是北半球已知仅有的适合观测 CMB 的台址,同时具备观测设备建设与运行基础。2009 年建成以来,阿里台经过国家天文台的发展建设已经相对成熟、初具规模。根据水汽监测数据及数值模拟结果相互印证,阿里天文台的观测条件与智利天文台相当。这一结果在国际上引起广泛关注,改变了领域内对未来 CMB 项目规划的格局。国际上急切的盼望中国加入到 CMB 原初引力波研究的前沿,通过国际合作在阿里天文台开展 CMB 原初引力波实验。

■ （二）阿里探测计划的科学目标

我国在 CMB 的理论研究,数据分析和拟合方面开展了多年工作,已取得了一些国际上有影响力的成果。在 CMB 实验规划方面,中科院高能所张新民研究员带领的团队已努力了多年,前后达十年之久,先是探讨在我国南极昆仑站做 CMB 实验的可能性,2012 年又尝试与法国 QUBIC 合作。在对方案反复论证,几经推倒重来之后,2014 年 5 月提出了阿里计划。之后,根据国际发展状况,阿里计划不断完善,更加强

调了国际合作。目前的阿里计划的具体内容包括,通过中方领导、中美合作在西藏阿里天文台建造一台小口径高灵敏度 CMB 望远镜,首次实现北天区最灵敏的 CMB 观测,寻找原初引力波信号。同时正式加入 BICEP4 原初引力波国际合作项目,计划于 2016 年在南极极点科考站升级建设。BICEP 系列望远镜一直在全球地面 CMB 原初引力波项目中处于领先地位,迄今为止对大尺度 B 模式偏振发表的观测精度好于国际上其他 CMB 项目一个量级左右。第四代 BICEP4 与正在运行的 BICEP3 相比增大望远镜口径、拓宽观测频段,中方的贡献将使 BICEP4 在探测效率提高 5 倍的同时,有效改善扣除银河系辐射影响的能力。中方通过全程参与开展 BICEP4 合作,可以立刻介入 CMB 原初引力波最先进的观测研究,熟悉合作团队,培养人才队伍,积累技术经验,为阿里原初引力波项目积累经验。同时一旦在阿里原初引力波望远镜完成前 BICEP4 发现原初引力波信号,中美将共享这个重大科学发现。阿里 CMB 望远镜建成后与 BICEP4 联合将首次实现地面望远镜对 CMB 的全天观测,成为下一代最灵敏的 CMB 偏振观测设备。

空间 CMB 卫星项目周期长,耗资大。目前,尚未有任何一个空间 CMB 极化观测卫星项目确定立项,正在遴选的有日本提出的 LiteBIRD,如果计划得到支持,将于 2022 年 - 2025 年上天,目前正在接受 JAXA 的评选。阿里原初引力波项目的目标是在 LiteBIRD 上天前,与南极、智利台址协同形成全球第四代 (CMB S4) 地面探测网络,实现全覆盖,与同代望远镜同时观测,达到与 LiteBIRD 相当的灵敏度。LiteBIRD 要达到其设计指标需要地面望远镜配合,做好去引力透镜效应才能做到,依赖于下一代地面 CMB 实验的发展。我们与 BICEP4 的合作将对下一代 CMB 实验实现全天观测做出重要贡献,确保 S4 原初引力波的探测目标实现 $r < 0.005$ 以下。通过阿里实现全覆盖力争在空间项目前探测到引力波,或者对空间项目 LiteBIRD 提出新的挑

战。

除了探测原初引力波以外，阿里实验的另一个重要科学目标是检验在基本物理中有基础性地位的 CPT 对称性。自从 1956 年李政道、杨振宁与吴健雄等人提出和证实宇称 (P) 破缺以来，人们发现在基本粒子物理中绝大部分的分立变换包括电荷共轭 (C)，时间反演 (T) 和宇称以及它们的组合，都不是严格的对称性。唯一的例外是 CPT 联合不变性。CPT 定理表明任何局域的、Lorentz 协变的并具有厄密哈密顿量的量子场论都是 CPT 不变的。从这个定理能推导出许多重要的物理结果，比如粒子和反粒子具有相同的质量和自旋、相反的荷和磁矩等。现有的粒子物理标准模型就是满足 CPT 定理前提条件的理论，具有严格的 CPT 对称性。因此检验 CPT 对称性是检验标准模型的一种重要方式。反之，CPT 如果有破缺就意味着新物理的存在。因此寻找 CPT 破缺的信号也是寻找新物理的一个重要途径。

几十年来人们一直不断地对 CPT 对称性进行检验，包括中微子和中性介子的振荡实验、极化费米子的扭秤实验等。这些地面实验室开展的 CPT 检测实验具有越来越高的精度，但是到目前为止并没有发现有 CPT 破缺的信号。因此目前的 CPT 破缺，即使存在也必定是非常小的。但是在宇宙的早期有可能存在比较大的 CPT 破缺信号。线索来自于两个方面：(1) 膨胀的宇宙本身提供了一个破缺 Lorentz 对称性的特殊环境，而 Lorentz 对称性正是 CPT 不变性的前提条件之一；(2) 大爆炸宇宙学的原初核合成和 CMB 的观测结果都表明宇宙中的物质和反物质存在很大的不对称性，在可观测的宇宙范围内人们只看到物质而没有反物质。这种物质-反物质不对称是宇宙学中的一个巨大的谜团。而解开这个谜团的关键线索很可能就是 CPT 破缺，因为 CPT 破缺的后果之一就是造成了粒子和反粒子之间的差异。事实上人们已经提出了多个基于宇宙学 CPT 破缺来解释物质-反物质不对称的粒子物

理模型。这类模型的一个特点是 CPT 破缺在宇宙早期比较大，产生足够的物质-反物质不对称，但是到目前遗留下来的 CPT 破缺信号很小以至于地面实验室的 CPT 检测实验无法观测到。

2006 年中科院高能所的张新民课题组提出了 CMB 偏振实验来探测宇宙学 CPT 破缺的新方法。CPT 破缺有可能导致宇宙中传播的光子的偏振方向发生旋转，这种旋转角就是衡量 CPT 破缺程度的物理量。同时这样的旋转也会改变 CMB 的偏振角功率谱和偏振-温度关联谱，主要原因是在复合期后由于光子的偏振方向的旋转会导致一部分 E 模式偏振转化为 B 模式偏振。这种 CPT 破缺的典型特征是产生 TB 和 EB 关联谱，而且实际中 EB 比 TB 在探测 CPT 破缺信号更为有效。知道了功率谱的改变方式，人们就可以利用现有的 CMB 温度和偏振数据来探测旋转角，进而对 CPT 进行检测。这种方法得到国际上多个宇宙学课题组的青睐，并为一些大型 CMB 实验合作组如 WMAP, QUaD, BICEP 等采用。目前虽然没有看到明显的 CPT 破缺信号，但是现有的实验已经有能力探测到量级为 1° 的旋转角，相应的对 CPT 破缺系数的限制比地面实验室给出的要严格得多。这些发展使得人们意识到 CMB 实验是一个检验 CPT 对称性的非常重要的手段。包括阿里实验在内的 CMB 偏振实验将会有更高的精度，具备探测更小的旋转角的能力。正因为如此在阿里实验计划中，检验 CPT 对称性被列为另一个重要的科学目标。

与此相关的还有 CPT 破缺给出新的 BB 谱的来源，它和原初引力波的信号会叠加在一起；旋转角一般具有各向异性，这种各向异性会造成 CMB 功率谱的失真，情形与弱引力透镜类似，此外这种各向异性也会产生新的 BB 谱。理论上已经发展了将这些效应区分鉴别的方法，但这都要求对 CMB 的偏振作精度更高的测量。这些都是阿里实验将大显身手之处。

(本文拟发表于《现代物理知识》2016 年第 2 期)